

【流体力学】

单气泡池沸腾过程中的气泡动力学数值模拟研究

李震东¹ 赵建福¹ 李晶¹ 秦文韬²

(1. 中国科学院微重力重点实验室, 中国科学院力学研究所, 北京, 100190;

2. 河南濮阳供电公司, 濮阳, 457000)

摘要 本文以单气泡池沸腾作为核态池沸腾现象的模型体系, 以避免汽化核心分布的随机性及气泡间相互作用等引起的复杂性, 深入研究核态池沸腾过程中的相变及气泡周围细观流动与传热规律。基于 Level Set 方法建立了描述单气泡池沸腾问题的数值模型, 模拟了气泡的生长与脱落过程, 并分析了气泡周围细观流动与传热。

关键词 核态池沸腾, 单气泡沸腾, Level Set 方法, 数值模拟

一、引言

核态池沸腾具有很高的传热效率, 在日常生活和各种工程技术领域中有着广泛的运用。不过, 尽管对该现象的系统研究已逾百年, 也取得了很大的进展, 但由于沸腾现象涉及极宽范围的时间尺度和空间尺度及其相互耦合, 极为复杂, 目前相关知识仍依赖于对实验数据的经验关联, 具有强烈的经验特征, 难以适应诸如航天、微机电等现代科技应用方面日益增长的需求。

液-气相变、加热面附近的细观对流与气泡动力学行为是决定传热性能的直接因素。不过, 加热面上汽化核心的随机分布, 导致核态池沸腾现象中气泡的生成、长大、运动及其相互作用呈现出极为复杂的特征, 同时也对相关实验研究甚至理论描述增加了极大的困难。

单气泡池沸腾利用人为制造的汽化核心, 产生位置固定的单一气泡, 进而对其生成、长大、运动及其周围液体的细观流动与传热进行深入研究, 能够避免汽化核心分布的随机性及气泡间相互作用等引起的复杂性, 有利于揭示液-气相变、加热面附近的细观对流与气泡动力学行为等对核态池沸腾传热特性的影响机制。因此, 单气泡池沸腾可以视为核态池沸腾现象的一种理想模型。有限气泡池沸腾则是其进一步的拓展, 用来对气泡间相互作用进行研究。在实验方面, 可以采用人工空穴形成具有活化优势的汽化核心, 从而在一定加热条件下在人工空穴处优先形成气泡, 并持续生长、运动; 也可以采用微加热元件局部过热、激光加热或微电极电解液体工质等方法, 首先形成“种子”气泡, 并使其在一定加热条件下生长、运动。

本文基于 Level Set 方法建立了描述单气泡池沸腾问题的数值模型, 模拟了气泡的生长与脱落过程, 并对气泡周围细观流动与传热特性进行分析。

二、数学模型与数值方法

单气泡池沸腾问题的数学模型如图 1 所示, 气泡和液体工质构成一个两相系统, 整个区域可以划分为微楔区 (micro region) 和宏观区 (macro region) 两部分^[1]。本文假设:

- (1) 气、液两相介质均为不可压缩牛顿流体;
- (2) 物性参数为定值, 不受温度、压力变化的影响;
- (3) 加热壁面温度均匀, 并且在计算中保持恒定不变;
- (4) 流动为轴对称层流运动;
- (5) 气液界面与加热壁面间的接触角等于相应的固-液-气体系的静态接触角, 即不考虑气液界面前进或后退对接触角的影响。

宏观区的流动与传热可以直接采用传统的连续介质模型进行描述, 其无量纲控制方程组如下:

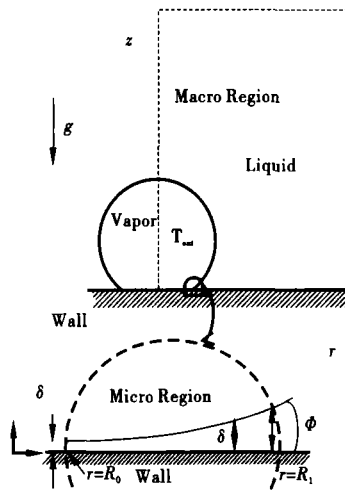


图 1 单气泡池沸腾问题的数学模型

$$\nabla \cdot u' = \frac{Ja}{PrRe} \frac{k'}{\rho^2} \nabla \theta \cdot \nabla \rho + \frac{L}{U} V_{mic} \quad (1)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + u' \cdot \nabla u' = -\frac{\nabla p'}{\rho'} + \frac{1}{\rho' Re} \nabla \cdot [u'(\nabla u' + \nabla^T u')] - \frac{k' \nabla H}{\rho' We} - \frac{1}{Fr} j + \beta_r \theta (T_w - T_{sat}) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u' \cdot \nabla \theta = \frac{1}{\rho' Pr Re} \nabla \cdot k'(\nabla \theta) \quad (3)$$

方程中涉及的无量纲参数定义依次为: $u' = \frac{u}{U}, x' = \frac{x}{L}, t' = \frac{t}{L/U}, p' = \frac{p}{\rho_1 U^2}, \rho' = \frac{\rho}{\rho_1}, \mu' = \frac{\mu}{\mu_1}, Re = \frac{UL}{\nu_1}, We = \frac{\rho_1 U^2 L}{\sigma_0}, Fr = \frac{U^2}{gL}$,

$\theta = \frac{T - T_{sat}}{T_w - T_{sat}}, Pr = \frac{\nu_1}{\kappa_1}, Ja = \frac{Cp_1 \Delta T}{h_{fg}}$ 。其中, $U = \sqrt{gL}, L = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_1 - \rho_2)}}$ 为毛细长度。

利用连续表面张力模型和 Level Set 方法^[2], 将气液界面作为具有一定厚度的过渡层, 对界面附近的流体物性作气、液两相物性间的光滑过渡, 则整个宏观区流动可以作为单一介质运动来处理。不过, 微楔区则需要引入新的处理方法, 以计入分子作用等微观效应, 同时也便于降低数值计算难度并提高计算效率。

采用润滑理论模型^[1,3-5], 二维轴对称坐标系中微楔区的相对体积膨胀率为:

$$V_{mic} = \frac{2\pi k_i (T_w - T_{sat})}{\rho_v h_{fg} \Delta V_{mic}} \left[\left(R_1 - \frac{h}{2 \tan \varphi} \right) \tan \varphi \ln \left(\frac{h}{2} \frac{h_{ev}}{k_i} + 1 \right) + \frac{h}{2 \tan^2 \varphi} - \frac{k_i}{h_{ev}} \frac{1}{\tan^2 \varphi} \ln \left(\frac{h}{2} \frac{h_{ev}}{k_i} + 1 \right) \right] \quad (4)$$

本文采用投影法^[6]求解上述控制方程。计算区域宽与高分别为 $1L$ 和 $3L$ (图2), 初始气泡半径为 $0.05L$ 。采用均匀的结构化交错网格, 网格数为 100×300 。

初始时刻整个流场处于静止状态, 加热面附近的热边界层内温度从壁面温度 T_w 线性过渡到边界层外的饱和温度 T_{sat} , 热边界层厚度 θ_r 采用水平加热面湍流自然对流关系确定^[7]:

$$\theta_r = 7.14 \left(\frac{\nu_1 k_i}{g \beta_r \Delta T} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (5)$$

而计算区域各边界对应条件依次为:

对称轴 $u' = 0, \frac{\partial v'}{\partial r} = 0, \frac{\partial \theta}{\partial r} = 0, \frac{\partial p'}{\partial r} = 0。$

右边界 $u' = 0, \frac{\partial v'}{\partial r} = 0, \frac{\partial \theta}{\partial r} = 0, \frac{\partial p'}{\partial r} = 0。$

加热面 $u' = v' = 0', \theta = 1, \frac{\partial p'}{\partial z} = 0。$

上表面 $\frac{\partial u'}{\partial z} = 0, \frac{\partial v'}{\partial z} = 0, \theta = 0, p' = 0。$

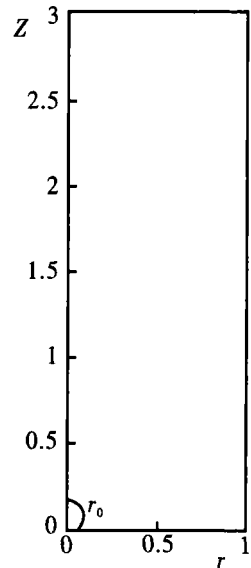


图2 计算区域示意图

三、结果与讨论

以常压饱和状态下的水为沸腾工质, 本文计算了在壁面过热度 $\Delta T_{sat} = T_w - T_{sat} = 6.2 \text{ K}$ 时的单气泡沸腾过程, 接触角为 38° 。

图3给出了气泡当量直径随时间的变化。可以看到, 随着相变过程的进行, 气泡的当量直径不断增大, 最终脱落时气泡直径约为 2 mm , 近似为初始直径的4倍。而从图4可以看出, 在气泡生长周期的起始阶段, 液气相变使得气泡体积增长迅速, 但其绝对尺寸尚小, 浮力作用不明显, 体积的膨胀在除加热壁面之外的其他各向间差异不大, 因此, 三相接触线快速向外侧移动, 整个气泡近似呈截球状。随着气泡体积的增大, 浮力作用增强, 使气泡中心加速抬离加热壁面, 纵向膨胀加速, 而横向膨胀减速, 加热壁面几何条件(接触角)使得气泡的底部开始向内侧移动, 整体形状趋于上粗下细的卵圆形。而随着气泡底部的收缩, 浮力作用将超过表面张力, 并导致气泡从加热壁面脱落。

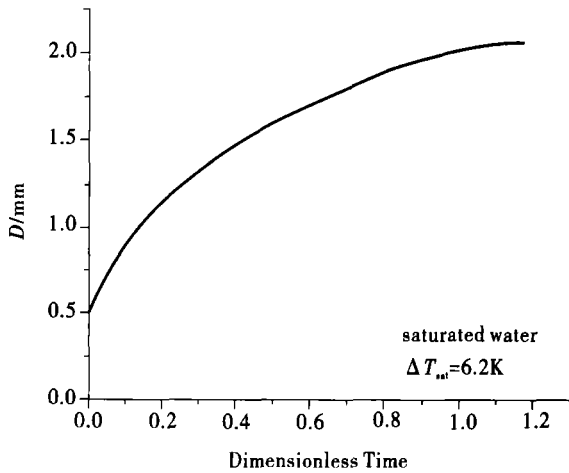
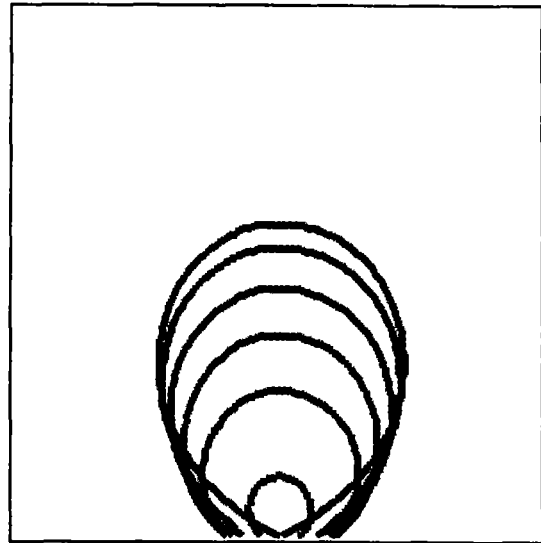


图3 气泡当量直径随时间变化图

图4 气泡在不同时刻的形状变化
(时间间隔为0.25 s,最后在 $t = 1.17$ s 时脱落)

气泡脱落时刻的流场和温度场如图5和图6所示。整个流场中形成了贯穿气液界面的环流:气泡底部附近液体向气泡方向流动,不断补充因加热面附近(包括微楔区和过热液体层内的气液界面)液气相变所消耗的液体工质;气泡内部流动自底部指向顶部,对应于相变生成蒸汽向上、向外的不断扩张;气泡顶部的液体则被向外推开。气泡脱落时的温度分布也不再是初始时的线性分布,而是明显受到了相变过程和气泡生长、运动的影响,气泡底部微楔区附近的温度梯度明显大于远场的温度梯度,这也从另一个层面反映了微楔区相变对于气泡生长有着重要的影响。

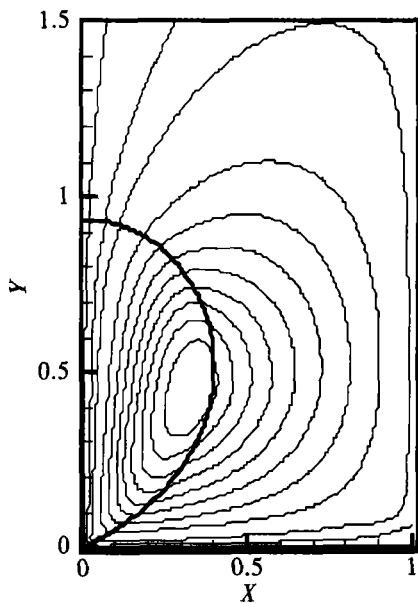


图5 气泡脱落时流线图

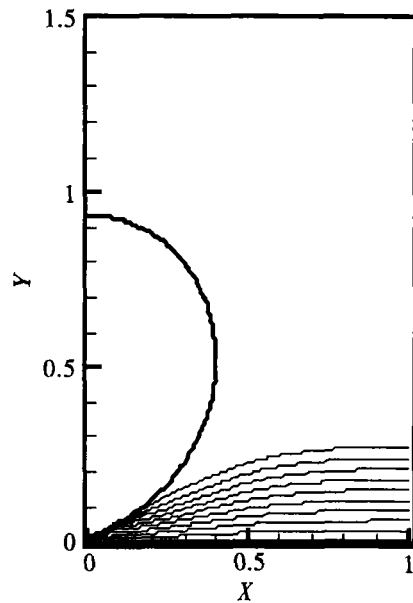


图6 气泡脱落时等温线图

四、结论

本文以单气泡池沸腾作为核态池沸腾现象的模型体系,利用 Level Set 方法数值研究了气泡生长与脱落过程,并对气泡周围局部流动与传热进行了细致分析。数值研究结果表明,随着相变过程的进行,气泡的当量直径不断增大。在气泡生长周期的起始阶段,三相接触线快速向外侧移动,而后阶段则由于浮力不断增大,气泡的底部开始向内侧移动,直至气泡脱落。在气泡脱落时的流场中形成了贯穿液气界面的环流,在气泡的顶部,液体被向外推开,而在气泡的底部,液体则是向内流动,补充蒸发掉的液体。微楔区附近的温度梯度明显大于远场的温度梯度,这反映了微楔区相变对于气泡生长有着重要的影响。

参考文献

- [1] Stephan P, Hammer J. A new model for nucleate boiling heat transfer. *Wärme - und Stoff bertragung*, 1994, 30:119 - 125.
- [2] Sussman M, Smereka P, Osher S. A level set approach for computing solutions to incompressible two - phase flow. *J. Comput. Phys.*, 1994, 114(1):146 - 159.
- [3] Wayner P C. Evaporation and stress in the contact line region. *Proc. Eng. Fund. Conf. Pool Flow Boiling*. ASME, New York, 1992, 251 - 256.
- [4] Lay J H, Dhir V K. Numerical calculation of bubble growth in nucleate boiling of saturated liquids. *J. Heat Transfer*, 1995, 117:394 - 401.
- [5] Son G. Numerical study on a sliding bubble during nucleate boiling. *KSME Int. J.*, 2001, 15(7):931 - 940.
- [6] Son G, Dhir V K. Numerical simulation of film boiling near critical pressures with a level set method. *J. Heat Transfer*, 1998, 120:183 - 192.
- [7] Kays W M, Crawford M E. *Convective Heat and Mass Transfer*. New York: McGraw - Hill, 1980.

基金项目

国家自然科学基金(10972225)

(赵建福, E-mail: ifzhao@imech. ac. cn, Tel: 010 - 82544129)